Archiv von Heisenbergs Briefen

von: Werner Heisenberg
an: Pauli
Datum: 24.06.1955
Stichworte: Antwort auf Paulis Fragen zum Brief vom 19.6.1955.
Amplitude der Streuwelle
Ursprung: Pauli Archiv in Genf
Kennzeichen im Pauli Archiv in Genf: heisenberg_0017-150r
Meyenn-Nummer: 2117

Göttingen 24.6.35.

Lieber Pauli!

Vielen Dank für Deine beiden Briefe. Zunächst zur Frage Deines letzten: Warum ändert der Ersatz von

$$S(p) = \frac{p_i\gamma_i + \kappa}{p^2+\kappa^2} - \frac{p_i\gamma_i + (\kappa+\varepsilon)}{p^2+(\kappa+\varepsilon)^2}$$

durch $S(p) = \frac{1}{\varepsilon}\Big[\quad " \quad \Big]$

nichts an den Gl. (1) bis (5) meines letzten Briefs?

Die Antwort lautet: weil die Amplitude der Streuwelle (zum mindesten in erster Näherung) schon aus der „klassischen" Wellengleichung folgt, also garnicht von der Quantisierung dieser Welle abhängt. Die Quantisierung wirkt sich aber in $S(p)$ aus.

Genauer lässt sich dies am einfachsten so zeigen: man kann die Streuwelle im v_3-Raum des Prozesses $1 \leftrightarrow 2+3$ z. B. aus einer inhomogenen Wellengleichung (Analogon zur Maxwell-gleichung) erhalten, die etwa folgendermassen lautet (ψ_3 ist die Wellenfunktion des Teilchens 3, ψ_1 u. ψ_2 seien die Wellenf. d. Teilchen 1 und 2)

$$\gamma_\nu \frac{\partial}{\partial x_\nu}\psi_3(x) = \psi_1^{+}(x)\psi_2(x) \cdot \text{const} \quad ; \qquad (1)$$

d.h. als Quelle für ~~[illegible]~~ die Welle des Teilchens 3 tritt ein Produkt von Wellen 1 u. 2 auf, ~~[illegible]~~ das nur im „Überlappungsgebiet" von Null verschieden ist.

Wenn man die Quantisierung für 1 und 2 durchgeführt hat, so liegt die Amplitude der rechten Seite von (1) für den Prozess $1 \rightarrow 2+3$ fest. Die Amplitude ~~der~~ ~~der~~ ψ_3 folgt dann aus (1), unabhängig von der eventuellen Quantisierung der 3-Wellen. Entsprechendes gilt für die

3'-Teilchen, die sich aus

$$\gamma_\nu \frac{\partial}{\partial x_\nu}\,\psi_{3'}(x) = ij\,\psi_1^{+}(x)\,\psi_2(x)\cdot\mathrm{const}$$

bestimmen. Du siehst daraus, daß die Quantisierung der 3 bzw. 3'-Teilchen für die Amplitude dieser Teilchen in erster Näherung gleichgültig ist, genau wie in der Maxwellschen Theorie. Die Art der Quantisierung ist aber natürlich für $S(p)$ entscheidend. –

Dann zum Operator η in

$$\psi^{+} = \eta\cdot\psi^{*}.$$

Diesen Operator läßt sich sofort angeben, wenn man den limes $\varepsilon \to 0$ noch *nicht* vollzogen hat. Dann lautet er einfach: „Vorzeichenumkehr von j". ($\eta^2 = 1$). Ich hab mir noch nicht überlegt, wie man η etwa noch in anderen Formen schreiben könnte; aber jedenfalls ist dies seine anschauliche Bedeutung. Die Zustände des Hilbertraumes $\underline{I}$ gehören natürlich zum Eigenwert $\eta = 1$. Dagegen scheinen mir die Zustände im Hilbertraum $\underline{II}$ η nicht „diagonal" zu machen. Ob man mit diesen Definitionen etwas anfangen kann, wenn man schon $\varepsilon = 0$ gesetzt hat, weiß ich nicht recht. (Daß η als Orts- oder Impulsoperator ($f\frac{\partial^2}{\partial p_\nu^2}$ oder dergl.) geschrieben werden kann, scheint mir *sehr* zweifelhaft, schon wegen $\eta^2 = 1$; ich könnte mir aber vorstellen, daß man in einer späteren Theorie η mit dem Isotopenspin verbinden könnte; aber das ist einstweilen zugestandenermaßen unklares Geschwätz).

– Die Gleichung $\dot{f} = i[H,f]$ läßt sich in der Tat nicht einfach verwenden wegen der „Nullbegleitstörung", aber da hilft eben gerade der Tamm-Dancoff-Formalismus weiter, weil man von dieser Gleichung sozusagen einzelne Fourierkomponenten verwendet, was wieder möglich ist.

Viele Grüsse, auch an Scherrer!

Dein W. Heisenberg